

اثر فشار تابشی بر شکل‌گیری و ساختار سحابی‌های سیاره‌نما

دکتر داود محمدزاده جسور^۱، دکتر جمشید قنبری^۲ و ناهید جامعی

^۱دانشگاه فیزیک دانشگاه تبریز

^۲گروه فیزیک دانشکده علوم دانشگاه فردوسی

چکیده:

سحابی‌های سیاره‌نما محیط‌های گازی هستند که در نتیجه برهم‌کنش باد‌های ستاره‌ای در فاز مجانبی غول قرمز به وجود می‌آیند. تا کنون مطالعات وسیعی در زمینه شکل‌گیری سحابی‌های سیاره‌نما و عوامل موثر بر آن انجام شده است. میدان مغناطیسی، گرانش و دوران ستاره مرکزی از جمله این عوامل هستند. در این مقاله با وارد کردن فشار تابشی در معادلات دینامیک سحابی‌های سیاره‌نما به بررسی اثر آن در شکل‌گیری سحابی‌های سیاره‌نما پرداخته‌ایم و در نهایت با افزودن اثر دوران ستاره مرکزی که موجب تغییر توزیع چگالی محیط اطراف می‌شود فشار تابشی را در حضور این عامل بررسی کردیم. نتایج حاکی از تاثیر فشار تابشی در افزایش شعاع سحابی سیاره‌نما به ویژه در نواحی استوایی آن است که با افزایش دوران ستاره مرکزی و پیش‌روی شکل سحابی به سمت ساختار دوقطبی افزایش می‌یابد.

کلید واژه‌ها: سحابی سیاره‌نما، باد ستاره‌ای، فشار تابشی، دوران ستاره مرکزی

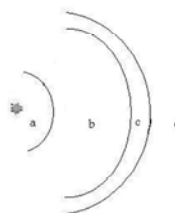
۱- مقدمه

با برهم‌کنش بادهای تند و کند ستاره‌ای در مرحله مجانبی فاز غول قرمز محیطی گازی در اطراف ستاره مرکزی شکل می‌گیرد که به سحابی سیاره‌نما معروف است (Kwok et al 1978). ضخامت سحابی سیاره‌نما نسبت به فاصله آن تا ستاره مرکزی بسیار کوچک است و می‌توان آن را به صورت یک پوسته نازک اطراف سحابی در نظر گرفت و سیستم مختصات ویژه‌ای در محاسبات استفاده نمود که منطبق بر این پوسته نازک باشد (Giuliani 1982).

فشار تابشی ستاره مرکزی نیز از نخستین فاکتورهایی بود که اثر آن در شکل‌گیری اولیه سحابی به صورت عامل برهم‌زننده موازنه فشار در لایه‌های خارجی غول قرمز و ایجاد باد ستاره‌ای مورد توجه بود (Sweigart, A.V., 1999). این اثر در مراحل بعدی عمر سحابی سیاره‌نما نیز می‌تواند همچنان موثر باشد که به دلیل کوچکی تاثیر آن در قیاس با فشار گاز و فشار مغناطیسی غالباً نادیده گرفته شده است.

۲- تقریب پوسته نازک

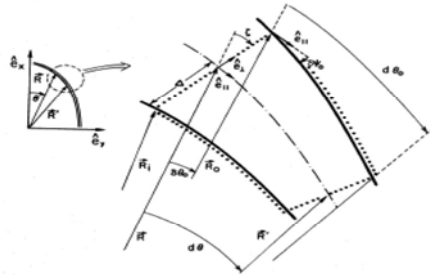
در اثر امواج ضربه‌ای ناشی از برهم‌کنش دو باد (Kwok et al 1978) در اطراف ستاره مرکزی در چهار ناحیه (شکل ۲-۱) ایجاد خواهد شد.



شکل ۲-۱

نواحی ایجاد شده در اطراف ستاره مرکزی که ناشی از برهم‌کنش دو باد ستاره‌ای است.

ناحیه C قسمتی است که به سحابی سیاره‌نما معروف است و ضخامت کمتری به نسبت بقیه نواحی دارد. جولیان‌ی در سال ۱۹۸۱ با در نظر گرفتن تقریب پوسته نازک برای ناحیه C به فرمول بندی روابط دینامیکی حاکم بر سحابی‌های سیاره‌نما در یک سیستم مختصات وابسته به پوسته پرداخت (شکل ۲-۲).



شکل ۲-۲

یک برش دو بعدی از سحابی سیاره‌نما و مشخصه‌های هندسی آن

۳- فشار تابشی

امواج الکترومغناطیس دارای انرژی و تکانه هستند و با برخورد تابش به سطح یک جسم میدان الکترومغناطیس می‌تواند روی یون‌های موجود در سطح نیرو وارد کند. با استفاده از معادلات الکترومغناطیس این نیرو را می‌توان محاسبه کرد:

$$\frac{d}{dt}(P_{mech} + P_{field}) = \int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{T} d^3x = \oint_S n \cdot \vec{T} da \quad (۱-۳)$$

که در معادله بالا تانسور تنش ماکسول عبارت است از:

$$T_{ij} = \frac{1}{4\pi} \left[E_i E_j + B_i B_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} (E^2 + B^2) \right] \quad (۲-۳)$$

$n \cdot \vec{T}$ نیروی وارد بر سطح مواد در میدان الکترومغناطیسی است.

حاصل این نیرو به صورت فشاری تشبیه می‌شود که به فشار تابشی معروف است و به صورت ذره‌ای و الکترومغناطیسی قابل توجیه است. دو منبع مهم را می‌توان در ایجاد تابش و فشار تابشی در سحابی‌های سیاره‌نما موثر دانست:

الف: تابش ستاره مرکزی، در سحابی‌های سیاره‌نما غالباً ستاره مرکزی دمای بالایی دارد و طبق تابع پلانک برای تابش جسم سیاه می‌توان شدت تابش ستاره مرکزی را با تقریب خوبی به دست آورد

ب: تابش درونی سحابی سیاره‌نما: سحابی شامل ذرات گاز یونیده است که می‌توانند با جذب پرتو فرابنفش ستاره مرکزی تابش کنند اما با توجه به چگالی بسیار اندک این یون‌ها (در حدود ۱۰۰۰ ذره بر سانتی متر مکعب)، اثر فشار تابشی ایجاد شده در خود سحابی در قیاس با فشار تابشی ستاره مرکزی قابل صرف نظر است.

$$I_\nu \Delta\nu = \frac{2\pi\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \Delta\nu \quad (۳-۳)$$

و نیز با استفاده از قانون استفان و بولتزمن که با محاسبه سطح زیر منحنی پلانک شار کل انرژی گسیل شده توسط جسم سیاه را به دست آوردند.

$$F = \sigma T^4 \quad (۴-۳)$$

که $\sigma = 5.669 \times 10^{-8} \left(\frac{W}{m^2 K^4} \right)$ است.

می‌توان فرم ساده زیر را برای فشار تابشی به دست آورد:

$$p_r = \frac{2\pi n_1 k_a \left(\frac{r_s}{r} \right)^2}{c^3} h \nu_c \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu^2}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu, \quad (۵-۳)$$

در معادله فوق n_1 تعداد ذرات موجود در واحد سطح،

k_α ضریب جذب محیط ، c سرعت نور ، r_s شعاع ستاره مرکزی ، v فرکانس تابش ، v_c بیشینه فرکانش ، h ثابت پلانک و k ثابت بولتزمن است.

۴- دوران ستاره مرکزی

دوران ستاره مرکزی می‌تواند روی توزیع جرم باد کند اولیه تاثیر گذاشته و مانع از پخش مواد به صورت متقارن کروی شود (kahn & west 1985). در سال ۱۹۸۹ دکتر قنبری یک چگالی دو بعدی به فرم زیر برای این منظور در نظر گرفت :

$$\rho(r, \theta) = \frac{\dot{m}_{sw}(1 + \varepsilon \sin^n \theta)}{Bv_{sw}r^2} \quad (1-4)$$

که در این معادله \dot{m} سرعت از دست دادن جرم و v_{sw} سرعت باد ستاره ای است و کمیت B عبارت است از :

$$B = \int_0^{4\pi} (1 + \varepsilon \sin^n \theta) d\theta$$

این رابطه برخلاف حالات تقارن کروی که فقط به فاصله بستگی داشت وابستگی به زاویه قطبی نیز دارد .

۵- معادلات ساختاری

برای به دست آوردن شکل سحابی سیاره‌نما و سایر کمیت‌های وابسته به آن معادلات بقاء جرم و تکانه را با در نظر گرفتن تقریب پوسته نازک و سیستم مختصات وابسته به آن حل می‌کنیم معادلات پس از بی‌بعد سازی و استفاده از روش حل انبساط خود مشابه (با توجه به سرعت انبساط ثابت سحابی سیاره نما) عبارت خواهد بود از:

$$(1) t g \zeta = -\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial \theta}$$

$$(2) v^2 \Omega = (v - \lambda) \cos \zeta - \frac{\cos \zeta}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} [v \sin \theta \Omega (u + v \sin \zeta)]$$

$$(3) 0 = -\cos^2 \zeta \left(1 - \frac{\lambda}{v}\right)^2 + (1 - \lambda)^2 f(x) - (u + v \sin \zeta) \times \Omega \cos \zeta$$

$$\times \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (v \cos \zeta) - u \left(1 + \frac{\partial \zeta}{\partial \theta}\right) \right] + \frac{g^2 t^2}{4\pi G t_1 (\rho_1 t_1 w_0^2)} (\cos 2\zeta - f(x))$$

$$+ \frac{E}{t_1 w_0^2 (\rho_1 t_1 w_0^2)} \left(\frac{1}{v^2} - f(x) \right)$$

$$(4) 0 = -\left(1 - \frac{\lambda}{v}\right) (u + \lambda \sin \zeta) - (u + v \sin \zeta) \Omega \times \left[\frac{\partial}{\partial \theta} u + v \cos \zeta \left(1 + \frac{\partial \zeta}{\partial \theta}\right) \right]$$

$$- \frac{g^2 t^2}{4\pi G t_1 (\rho_1 t_1 w_0^2)} v \sin 2\zeta - 6w_0 \frac{E}{t_1 w_0^2 (\rho_1 t_1 w_0^2)} \frac{\sin \theta}{R_0} \frac{\partial}{\partial \theta} (v)$$

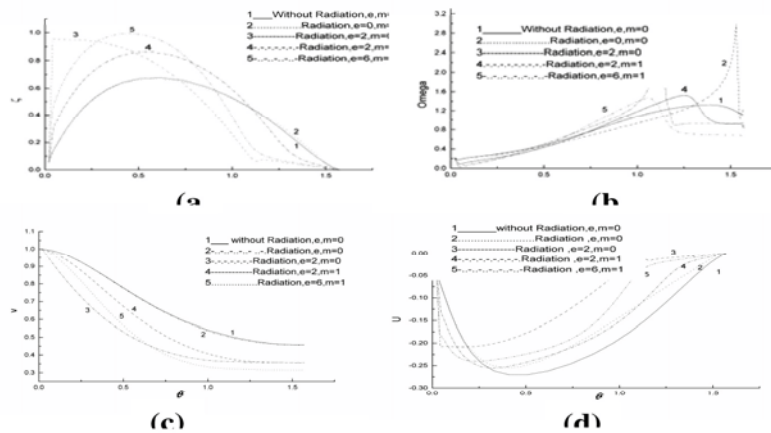
ضرایب جمله فشار تابشی برای دماهای مختلف ستاره مرکزی در جدول (۱-۵) آورده شده است. برای حل نهایی معادلات با به دست آوردن مقادیر مرزی برای $\theta \rightarrow 0$ (ناحیه نزدیک به قطب سحابی سیاره نما) از ode فرتن استفاده شده است.

جدول شماره (۱-۵) - وابستگی فشار تابشی به دما

$T(K) \times 10^4$	x_0	$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1} dx$	$R_0 \times 10^3$
۳	۵/۳۳	۰/۲۰۳۶	۰/۳۷
۴	۴	۰/۴۷۹۷	۲/۱۱
۵	۳/۲	۰/۷۷۱۷	۶/۶۴
۶	۲/۷	۱/۰۱۱۹	۱۵/۱
۷	۲/۳	۱/۲۳۵۳	۲۹/۱

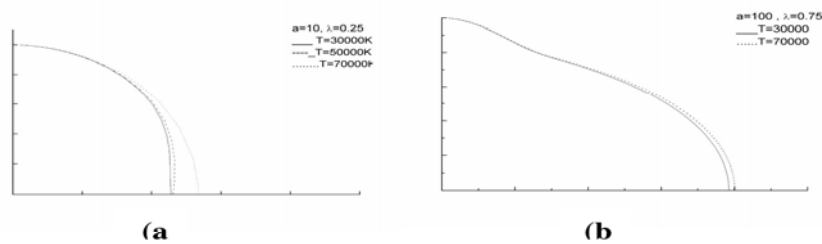
۶- نتیجه‌گیری و بحث

منحنی‌های شکل (۱-۶) کمیت‌های نسبی سحابی‌های سیاره نما را نشان می‌دهد.



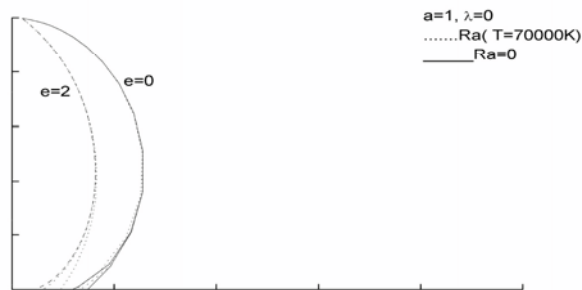
شکل (۶-۱)

(a) منحنی تغییرات زاویه بین بردار شعاعی و بردار عمود بر سطح پوسته. (b) منحنی تغییرات چگالی سطحی نسبی. (c) منحنی تغییرات سرعت نسبی پوسته. (d) منحنی تغییرات سرعت نسبی موازی سطح پوسته. برای بررسی تاثیر فشار تابشی بر ساختار سحابی‌های سیاره‌نما باید این نکته را در نظر گرفت که اثر فشار تابشی به فاصله شعاعی سحابی سیاره‌نما بستگی داشته و در مواردی که در اثر عواملی چون میدان مغناطیسی و دوران ستاره مرکزی شکل سحابی از حالت کروی خارج شده است نمود بیشتری دارد (شکل ۶-۲).



شکل (۶-۲)

اثر فشار تابشی بر شعاع نسبی سحابی ساره نما (با افزایش دما اثر افزایش می‌یابد). با در نظر گرفتن تاثیر همزمان فشار تابشی و دوران ستاره مرکزی مشاهده می‌شود که افزایش سرعت و شدت دوران موجب آشکارتر شدن اثر فشار تابشی به ویژه در سحابی‌های دو قطبی می‌شود.



شکل (۶-۳)

اثر همزمان دوران و فشار تابشی

منابع:

- [1] Balick, B. & Frank, A., 2002, Shapes and Shaping of Planetary nebulae, *Annu. Rev. Astrom. Astrophys.*, 40:439-486.
- [2] Chevalier R.A. & Luo, D., 1994, Magnetic Shaping of Planetary Nebulae and other Stellar Wind Bubbles, *APJ*, 421:225-235.
- [3] Franco, G., Segara, G. Garsia, Lopez, J.A. & Kurtz, S., 2002, The Formation of Collimated Outflows and Concentric Ring Magnetized Planetary Nebulae, *Rev Mex AA (serie de Conferencias)*, 12:127-131.
- [4] Frank, A., 2006, Grand Challenges in Planetary Nebulae Studies, *IAU Symposium*. No234.
- [5] Ghanbari, J. & Khesali, A.R., 2003, Dynamical and Ionization Structure of Planetary Nebulae in Three Dimension. A Simulation for NGC3132, *Astrophysics & Space science*, 288:465-482.
- [6] Giuliani, J.L., 1982, A General Formulation of the Thin-Shell Approximation for Axisymmetric, Hypersonic, Hydromagnetic Flow, *APJ*, 256: 624-636.
- [7] Icke, V., 1991, The Hydrodynamics of Aspherical Planetary Nebulae *Astom. Astrophys.*, 251:369-381.
- [8] Kowk, S & Purton, C.R., 1978 On the Origin of Planetary Nebulae, *APJ*, 219:125-127.
- [9] Matt, S., Balick, B., Winglee, R. & Goodson, A., 2000. Disk Formation by AGB Wind in Dipole Magnetic Fields, *Astronomical Journal*, 545:965-973.
- [10] Segara, G. Garsia., Lopez, J. & Franco J., 2001, Magneto hydrodynamic Solution for The Hubble Space Telescope Planetary nebulae Ring, *APJ* 560:928-933.
- [11] Segara, G. Garsia, 2002, MHD Model of Planetary Nebulae (Review), *IAU symposium*. No209.
- [12] Soker, Noam., 1989, Early Shaping of Asymmetrical Planetary Nebulae, *APJ*, 340:927-931.
- [13] Takeuchi, T. & Lin, P.N., 2003, Surface Outflow in Optically Thick Dust Disks by Radiation Pressure, *APJ*, 593:524-533.